

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

1073/83

28/2-83

P13-82-776

Ю.К.Акимов

О ВОЗМОЖНОСТЯХ
ИССЛЕДОВАНИЯ $2\beta^{0\nu}$ -РАСПАДА
ПРИ ПОМОЩИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ
И СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ
БЕТА-СПЕКТРОМЕТРОВ

1982

Хорошо известен большой интерес к двойному безнейтринному бета-распаду ($2\beta^{0\nu}$), поиск которого является уникальным способом проверки наличия у нейтрино майорановской массы.

Характерной особенностью $2\beta^{0\nu}$ -распада, используемой в экспериментах /см., например, обзорную работу^{/1/} /, является то, что суммарная энергия E_0 , передаваемая двум электронам, для данного распадающегося нуклида постоянна. При больших E_0 уровень фона от окружающей среды минимален. Максимальную суммарную энергию E_0 /4271 кэВ/ имеет ^{48}Ca . В экспериментах с этим нуклидом применялись пластические сцинтилляционные детекторы, энергетическое разрешение которых составляло $\approx 0,6$ МэВ^{/2,3/}.

С целью значительного улучшения разрешения авторы работы^{/4/} планируют изготовить спектрометр из сверхчистого германия с площадью $S_d = 400$ см² - 16 пар детекторов размером 25 см² x 0,4 см. Между чувствительными поверхностями детекторов помещается мишень (^{48}Ca) той же площади (S_M). В работе^{/4/} делается вывод, что удастся добиться разрешения $\delta \approx 20$ кэВ при толщине мишени ~ 50 мг/см², при этом эффективность спектрометра принимается равной $\epsilon = 50\%$.

Однако, как следует из нижеизложенного, авторы цитированной работы не учли ряда факторов, которые пагубно влияют на характеристики германиевого спектрометра в реальном эксперименте по поиску $2\beta^{0\nu}$ -распада.

Обозначим через θ угол между направлением вылета электрона из мишени и нормалью к ее плоскости /в дальнейшем θ_1 и θ_2 - углы для двух электронов, возникающих одновременно/. Максимальный угол θ_m , под которым электрон еще регистрируется, определяется геометрией опыта. При изотропном распределении вероятность попадания электрона в интервал $\theta = 0 \div \theta_m$ обеих полусфер составит $P = 1 - \cos \theta_m$.

Если угловое распределение для двух электронов, возникающих при $2\beta^{0\nu}$ -распаде, изотропно, то вероятность попадания обоих электронов в указанный интервал θ составит P^2 . Эта вероятность очень чувствительна к значению θ . Так, для $\theta_m = 80^\circ$ $P^2 = 0,69$, а при $\theta_m = 60^\circ$ $P^2 = 0,25$. Отсюда понятно, почему геометрия опыта должна обеспечивать большие углы θ .

Отметим, что эффективность регистрации событий с удалением от центра мишени к ее периферии уменьшается вследствие ухудшения геометрических условий для периферийных точек. Это заставляет обычно применять детекторы с большей площадью, чем мишень, что не так просто осуществить с полупроводниками.

Дополнительные потери возникают, если электроны попадают на края детектора и выходят за его пределы или поступают в область

сильно ослабленного электрического поля. Это явление особенно существенно для больших θ и при пробеге электронов ~ 3 мм может привести к уменьшению эффективной площади полупроводникового детектора на 20÷30%.

В результате, если принять $S_D = S_M$ и $\theta_m = 80^\circ$ /для центра мишени/, то с учетом краевых эффектов геометрическая эффективность составит $\epsilon_T \leq 45\%$ /что примерно соответствует значению, указанному в работе /4/ /.

В отличие от полупроводника, пластический сцинтиллятор может быть взят любой площади, необходимой для эксперимента, что приводит к выигрышу в эффективности не менее чем в 1,5 раза при заданном весе мишени. Однако наибольшее влияние на эффективность полупроводников оказывает рассеяние в них электронов назад. Выход электронов из детектора приводит к соответствующему уменьшению /дефициту/ энерговыделения. В результате сигнал со спектрометра может оказаться меньше нижнего порога, установленного исходя из энергетического разрешения спектрометра. В сцинтилляционных счетчиках (СН) рассеяние назад невелико и, по данным работ /2,3/, его влияние незначительно. Другая ситуация возникает с полупроводниками.

По данным работы /5/, для энергии электронов до 2 МэВ рассеяние назад в кремнии / $Z = 14$ / составляет 25÷30%. Нам неизвестны случаи применения германия / $Z = 32$ / для регистрации электронов. Наши расчеты* для ксенона / $Z = 54$ / при энергиях электронов 1,25÷2,5 МэВ указывают на рассеяние назад не менее 50%. Рассеяние назад в германии должно составлять $\sim 40\%$ или более /для $\theta \geq 70^\circ$ /. Отсюда вероятность того, что ни один из двух электронов не рассеется назад, $P_0 \leq 0,36$.

Если германий заменить кремнием, то эффективность регистрации улучшится, но ненамного. Хотя рассеяние назад в кремнии меньше, но вдвое больше пробег электронов, что приводит к большему уменьшению эффективной площади, не говоря уже о трудностях получения более толстых детекторов. К достоинствам кремниевого спектрометра следует отнести отсутствие криогеники и меньший уровень фона от гамма-квантов и нейтронов.

Таким образом, с учетом геометрической эффективности число зарегистрированных событий без амплитудного дефицита составит $\leq 15\%$. При такой невысокой эффективности вряд ли имеет смысл выбирать $\theta_m < 80^\circ$.

Итак, пусть регистрируются электроны в диапазоне углов до 80° , которые проходят в мишени путь, пропорциональный $1/\cos \theta$. Средние потери энергии электрона в ^{48}Ca на пути 50 мг/см^2 составляют ~ 70 кэВ. Если два электрона пролетают через противоположные поверхности мишени, то они оставляют в ней энергию $\Delta E = 70 \div 140$ кэВ. При вылете обоих электронов через ту же самую поверхность разброс потерь оказывается в пределах $\Delta E = 0 \div 820$ кэВ.

* Совместно с Д.Б.Понтекорво.

Дополнительный разброс возникает вследствие статистических флуктуаций ионизационных потерь /8,9/, а также из-за неоднородности толщины мишени. Таким образом, потери энергии в пленке в общем случае могут достигать до ~ 1 МэВ, при этом доля больших потерь, возникающих в случае испускания электронов под большими углами θ , велика, поскольку телесный угол пропорционален $\sin \theta$. В результате таких потерь максимум искомого энергетического спектра сдвинется влево на величину ΔE_B , зависящую от углового распределения $F(\alpha)$, где $\alpha = (\theta_1 - \theta_2)$. Имеются предсказания об угловых распределениях типа $F(\alpha) = 1 \pm \cos \alpha$, где знак "+" относится к случаю ненулевой майорановской массы нейтрино. Укажем, что максимум такого распределения приходится на углы 60° и 120° соответственно. В случае $1 - \cos \alpha$ сдвиг ΔE_B существенно меньше, но тем не менее достаточно велик. Сошлемся, например, на результаты вычислений для мишени ^{82}Se толщиной 58 мг/см^2 Al-эквивалента, приведенные в работе /6/.

Максимальный угол θ_m для центра мишени составлял 76° , а край сцинтиллятора был виден с ближайшего края мишени под углом $50^\circ/3$. Расчеты по методу Монте-Карло дали $\Delta E_B = 255$ кэВ. Сдвиг и размытие спектра будут больше, если электроны вылетают преимущественно в одну полусферу ($F(\alpha) = 1 + \cos \alpha$), или изотропны.

Логично потребовать, чтобы современная экспериментальная установка могла быть использована при любом виде углового распределения.

Таким образом, при толщине мишени 50 мг/см^2 и $\theta_m = 80^\circ$ ширина на полувысоте энергетического спектра, обусловленная только потерями в мишени, составит $\delta > 100$ кэВ. В сцинтилляционном спектрометре результирующая ширина измеряемого спектра возрастает из-за флуктуаций в самих детекторах. В германиевом спектрометре статистические флуктуации заряда пренебрежимо малы, но имеется другая причина, приводящая к значительному расширению спектра, - наличие большого числа событий с дефицитом в амплитуде сигналов. Действительно, если даже не принимать во внимание краевые эффекты, то не более трети событий окажется без дефицита, обусловленного рассеянием электронов назад. Уходя за пределы детектора, рассеянный электрон уносит энергию в пределах от 0 до $E_0 - \Delta E$. Однако большая часть рассеянных электронов попадает в противоположный детектор, вновь пройдя перед этим через мишень и оставив там энергию $\Delta E'$. В таких событиях будет измерена суммарная энергия, равная $E_0 - \Delta E - \Delta E'$. Вторичные потери $\Delta E'$ рассеянных электронов с $E \geq 1$ МэВ составят $70 \div 110$ кэВ. При меньших энергиях потери значительно возрастут вследствие увеличения удельной ионизации и многократного рассеяния, приводящего в том числе и к повторным актам рассеяния электронов назад.

Все это приводит к расширению спектра в сторону меньших потерь. Спектр будет сильно отличаться от гауссовского распределе-

ния, в том числе и в случае узкого интервала углов θ , который, вообще говоря, не интересен из-за низкой эффективности регистрации событий.

Из изложенного, в частности, ясно, что приведенный в работе^{/4/} узкий гауссовский спектр шириной 20 кэВ с максимумом при E_0 и эффективностью регистрации 50% никакого отношения к реальному эксперименту по поиску $2\beta^{0\nu}$ -распада не может иметь.

В цитированной работе описываются также результаты моделирования суммарно-энергетического спектра электронов $2\beta^{0\nu}$ -распада в самом германии (^{76}Ge). При этом правильно отмечается, что большой суммарный вес мишени и ячеистая структура детектора должны позволить существенно продвинуться в поиске $2\beta^{0\nu}$ -распада. Однако форму приведенных детекторов нельзя считать для такого поиска в ^{76}Ge оптимальной. Чтобы иметь хорошее разрешение, выгоднее использовать не плоские, а коаксиальные детекторы, емкость которых почти на порядок меньше. Заметим, что именно такие детекторы фигурировали в аналогичной постановке опыта, рассмотренной нами ранее в той же Лаборатории.

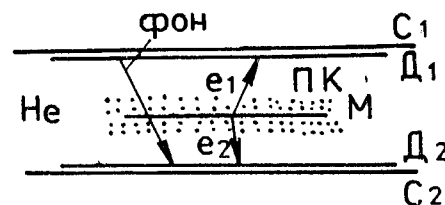
Возвращаясь к задаче о регистрации электронов $2\beta^{0\nu}$ -распада, вылетающих из мишени толщиной $\sim 50 \text{ мг/см}^2$, можно сделать вывод, что для этой цели адекватным был бы детектор с разрешением $\sim 100 \text{ кэВ}$, причем изготовленный из вещества с небольшим Z . Таким требованиям удовлетворяет, например, жидкометановая камера^{/7/}. Ценным качеством жидкого метана является также то, что он достаточно легкий $/0,42 \text{ см}^3/$, поэтому регистрируемые электроны проходят в нем относительно большой путь. Это позволяет получить координатную информацию о событии и, более того, оценить распределение ионизации вдоль трека. Отметим, что к концу пути электрона удельная ионизация сильно возрастает. Следовательно, двух-электронное событие будет характеризоваться двумя большими энерговыделениями на обоих концах трека, в то время как типичный трек от одиночного /фонового/ электрона отличается лишь одним участком с большим энерговыделением.

Необходимо указать, что во всех установках с пленочными мишенями большинство фоновых событий возникает в детекторах и окружающих материалах, масса которых обычно во много раз превышает массу мишени. Отсюда ясно, насколько важно для подавления основного уровня фона установить, что событие возникло именно в мишени, причем только в одной из ее точек.

Если это удастся сделать, то можно отбросить все или почти все фоновые события даже при измерении энергии сцинтилляционным детектором, не отличающимся хорошим разрешением.

В предлагаемом ниже варианте такого спектрометра /см. рисунок/ отбор двухчастичных событий с вершиной в мишени осуществляется при помощи проволочных камер /ПК/ и времяпролетной методики.

Проволочные камеры легко позволяют обнаружить треки одиночных частиц с малым изломом в месте мишени. Укажем, что средне-квадратичный угол многократного рассеяния электронов с энергией



около E_0 при толщине мишени 50 мг/см^2 ($^{48}_{20}\text{Ca}$) составляет $2\%/\sqrt{\cos\theta}$. Рассеяние пропорционально Z , поэтому для такого нуклида, как $^{150}_{60}\text{Nd}$, оно будет в три раза больше. Хотя угол рассеяния в среднем невелик, но с определенной вероятностью может принимать лю-

бое значение, вплоть до рассеяния назад, как это было видно на примере полупроводников. Вероятность появления больших углов рассеяния возрастает с увеличением θ . При этом увеличивается также время пролета рассеивающихся частиц. Например, если расстояние между плоскостями детекторов $/D_1 \text{ и } D_2/$ равняется 30 см, то в диапазоне углов $\theta = 0^\circ \div 75^\circ$ релятивистские частицы пролетают путь между этими плоскостями за время $1 \div 4 \text{ нс}$. В то же время электроны, вылетевшие из мишени и прошедшие один и тот же путь, появятся в детекторах одновременно. Разница в длине пути электронов учитывается по показаниям проволочных камер. Облегчающим обстоятельством является то, что основная доля фона от одиночных частиц, испытавших сильное отклонение в мишени, приходится на большие углы θ . По этой причине достаточным является разрешающее время $\sim 1 \text{ нс}$, что относится к умеренным значениям.

Наиболее трудным для исключения является фон, обусловленный электрон-позитронными парами, возникающими в мишени от жестких гамма-квантов $\sim 5 \text{ МэВ}$. Наиболее вероятный угол между электроном и позитроном составляет $\sim 15^\circ$, и 75% пар имеют угол $\alpha \leq 45^\circ$, что должно быть учтено при анализе событий. В данный диапазон α попадает четверть событий $2\beta^{0\nu}$ -распада при распределении $1+\cos\alpha$. Для изотропного распределения число таких событий вдвое меньше, а в случае распределения $1-\cos\alpha$ совсем невелико.

Эффективным способом исключения позитронов должна быть регистрация аннигиляционных гамма-квантов сцинтилляторами /С/, расположенными за детекторами. В сцинтилляторе толщиной 20 г/см^2 поглощается 85% таких гамма-квантов $/511 \text{ кэВ}/$. Для исключения фонового события достаточно регистрации одного из двух аннигиляционных гамма-квантов. Вероятность попадания в толстый сцинтиллятор одного из гамма-квантов при их противоположном разлете довольно велика. Толстые сцинтилляторы выполняют одновременно функции активной защиты от внешнего фона.

К образованию двух электронов в мишени могут привести также двойные комптоновское и меллеровское рассеяния: гамма-квант после первого рассеяния в мишени и образования одного электрона с некоторой вероятностью рассеивается вторично; комптоновский или какой-либо другой электрон при рассеянии на атомах освобождает второй электрон. При помощи пропорциональных камер можно /с точностью $1 \div 2 \text{ мм}/$ найти, вылетают ли оба электрона из одной точки - случай, имитирующий эффект при энерговыделении около E_0 .

Стоит указать, что большие энерговыделения могут, в принципе, возникать вследствие случайных совпадений от разных фоновых частиц. Хотя вероятность таких событий мала, ею не следует пренебрегать, если после исключения фона останутся единичные случаи - кандидаты в эффект. Быстродействие сцинтилляционного спектрометра при этом является несомненно его большим достоинством.

В заключение автор выражает признательность В.И.Комарову за полезную дискуссию.

ЛИТЕРАТУРА

1. Здесенко Ю.Г. ЭЧАЯ, 1980, т.11, вып.6, с.1369.
2. Лазаренко В.Р., Лукьянов С.Ю. ЖЭТФ, 1965, т.49, с.751.
3. Bardin R.K. et al. Nucl.Phys., A, 1970, vol.158, p.337.
4. Вылов Ц. и др. ОИЯИ, Р6-82-405, Дубна, 1982.
5. Ewan G.T. Nucl.Instr. and Meth., 1979, vol.162, p.82.
6. Cleveland B.T. et al. Phys.Rev.Lett., 1975, vol.35, p.757.
7. Барабаш А.С. и др. ИЯИ АН СССР, П-0178, М., 1980.
8. Massabes H.D. UCRL-16931, July 20, 1966.
9. Onuchin A.P. et al. Nucl.Instr. and Meth., 1974, vol.120, p.365.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 ноября 1982 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д13-11182	Труды IX Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1977.	5 р. 00 к.
Д17-11490	Труды Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1977.	6 р. 00 к.
Д6-11574	Сборник аннотаций XV совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1978.	2 р. 50 к.
Д3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Акимов Ю.К. P13-82-776
О возможностях исследования $2\beta^{0\nu}$ -распада при помощи полупроводниковых и сцинтилляционных бета-спектрометров

Проведен критический анализ возможностей полупроводниковых детекторов при поиске двойного безнейтринного бета-распада ($2\beta^{0\nu}$) в пленочных мишенях. Рассмотрены факторы, сильно ухудшающие разрешение и эффективность полупроводникового бета-спектрометра. Показано преимущество использования спектрометров с детекторами, изготовленными из веществ с небольшим Z - типа углеводородов. Предложен новый вариант низкофонового сцинтилляционного спектрометра.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Akimov Yu.K. P13-82-776
On Possibilities of the Search for $2\beta^{0\nu}$ -Decay by Means of Semiconductor and Scintillation β -Spectrometers.

Critical analysis of the possibilities of semiconductor detectors in a search for the double beta-decay ($2\beta^{0\nu}$) with film sources is made. Factors which greatly deteriorate resolution and efficiency of a semiconductor beta-spectrometer are described. An advantage of spectrometers having the detectors with small Z (CH, CH₄) is shown. A new type of the low background scintillation spectrometer is proposed.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.